



TITLE:

強相関電子系の強磁場下のフェルミ面(I 昭和63年度研究会報告,超強磁場による電子制御の研究,科研費研究会報告)

AUTHOR(S):

大川, 房義

CITATION:

大川, 房義. 強相関電子系の強磁場下のフェルミ面(I 昭和63年度研究会報告,超強磁場による電子制御の研究,科研費研究会報告). 物性研究 1990, 54(2): A7-A8

ISSUE DATE:

1990-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/94078>

RIGHT:

任意の2体相互作用 U に対して摂動計算が妥当であるとの仮定のもとで、即ち系がフェルミ液体であると仮定できれば、フェルミ面により囲まれる k 空間の体積は $U=0$ の場合と、 U が有限の場合とで同じであるというLuttingerのフェルミ面総和側が証明できる。式で書けば、単位胞・スピンあたりの電子数は

$$\frac{1}{(2\pi)^3 \Omega} \int d^3k \sum_{\alpha} \theta(\mu - \varepsilon_{\alpha\sigma}^*(k)) = n_{\sigma} \quad (1)$$

ここで、 Ω は第1ブリリアン域の k 空間の体積で、積分は第1ブリリアン域で行なう。また、 μ はフェルミ準位、 $\varepsilon_{\alpha\sigma}^*(k)$ はバンド α でスピン σ の準粒子の分散関係、 n_{σ} はスピン σ の単位胞当りの電子数である。完全に詰まったバンド、例えばコアバンドがあれば、そのフェルミ面の囲む体積は第1ブリリアン域全域と考える事ができるから、(1)の両辺で1の寄与を与える。したがって、最も一般的な形では(1)でいう電子数とは全ての電子の数とする事もできる。以上の議論は任意のハミルトニアンに対して容易に証明できる。

しかし、以下では簡単のため周期的アンダーソン模型に限定しよう。 U が大きい強相関系では、周期的アンダーソン模型は周期的 $s \cdot d$ 模型に変換できる。ここでは伝導電子を s 電子、強相関電子を d 電子と呼ぶことにする。周期的アンダーソン模型では d 電子は遍歴的であるが、周期的 $s \cdot d$ 模型では局在している。しかし、二つのハミルトニアンは変換で関係づけられているのだから、強相関領域では同じ物理的性質を持つはずである。周期的アンダーソン模型でフェルミ面総和則を証明するのは容易だから、周期的 $s \cdot d$ 模型でもフェルミ面総和則が成立し、そこで(1)の右辺に含まれる電子数は局在した d 電子も含むことになる。以上の議論は、最近のShibaの数値計算にもコンシステントの様に見える。

しかし、以上の物理的期待が f 電子系や銅酸化物高温超伝導体等の強相関電子系では成立していないとの指摘がある。例えば、

(i) LaSb と CeSb の実測されたフェルミ面は、ほぼ同じだから、f 電子はフェルミ面総和則の電子数に含むべきでない。

(ii) 銅酸化物超伝導体で、フェルミ面総和則の電子数には銅イオンの d 電子は寄与せず、酸素イオンの p 電子のみ寄与するとすれば、銅酸化物での正のホール係数が説明できる。(d 電子がスピン 1/2 を持つと言うことは、d 電子に関しては half-filled だからフェルミ面総和則で d 電子からも 1/2 の寄与があると考えるのがフェルミ液体理論である。)

ここでは、LaSb と CeSb のフェルミ面の測定が強磁場下 ($\mu_B H \gg T_K$, T_K は近藤温度) で行なわれている事を考慮すると f 電子がフェルミ面総和則に寄与するとのフェルミ液体論の立場でも (i) が説明できる事を示す。また、YbB₁₂ のギャップの起因には異論があるが混成に依るものとすれば、同じ議論で、強磁場下で金属的になった YbB₁₂ のフェルミ面は LuB₁₂ のフェルミ面とほぼ同じとの予言ができる。

一方、(ii) の問題についても、フェルミ液体理論を認める限り、周期的アンダーソン模型あるいは拡張ハバード模型を使う御利益はなく、高温超伝導の本質を含む最も簡単な有効ハミルトニアンとして 1 バンドハバード模型で十分でないかとの議論の一つになる。ただし、ホール係数の符号については、現時点ではいずれの模型でも説明が与えられていない、ということになるが。